

河川流路内の縦渦, 縦筋生成に関する研究

杉山 均*・秋山光庸**・松本将師***・
古沢新平***

直線河川の河床には, かなり整然と配列した縦筋群が存在する. 本研究は, この縦渦群, 縦筋群の相互生成機構を数値的にシミュレートすること, 及びこのような縦渦群が生成される, 水路アスペクト比の大きな矩形断面管路内乱流を, 同時に数値予測し実験と比較することより, 乱流モデルの有用性について検討を加えることを目的とする. その結果, 水路アスペクト比の大きな水路の乱流構造を比較的良好に予測することができた. また, 縦渦群は, 河床に生成される粗面壁, 滑面壁が交互に河川中心部に向かって配列されていくことより形成されることを数値的にシミュレートした.

Key Words : cellular secondary currents, sand ridge, reynolds stress model

1. 緒 言

直線河川において, 主流方向に回転軸を有するセル構造をした二次流れが, 断面方向に並列に縦渦を形成し, 螺旋状の三次元流動を示すことが多くの研究にて指摘されている. また, その河床には, 流れ方向と平行に凸形状をした縦筋 (sand ridge) が, 規則的に形成されることも, 同時に報告されている. この縦渦は, 曲り管内等で観察される遠心力不安定により誘起される二次流れ (第一種二次流れ) とは, 発生要因を異にし, 非円形断面管路内乱流場に認められる特徴的な流れである. Prandtl は, この種の二次流れを第二種二次流れと定義した. この第二種二次流れは, 乱れの非等方性により誘起され, その強度は, 主流方向速度の高々 2~3% 程度と微流速であるが, 主流等速度線, 等温度線等を歪ませる結果, 熱流動特性に少なからぬ影響を及ぼす.

河川におけるこの縦渦の存在は, 古くは Vanoni¹⁾ により指摘されている. 彼は, 河川の自由表面上に浮遊物が集積され, 縦筋となって, 流れ方向と平行に周期的に存在することより, この第二種二次流れの存在を推測した. また, Matthes²⁾ は, 大規模乱流の流動パターンに関する分類を行い, この中で河床近傍に強い上昇流が存在し, これが河川自由表面まで達し水面が渦輪のように盛り上がるボイル現象の発生原因と推測した.

この縦渦を伴う流れを, 系統的に測定を行った最初は, 木下³⁾ であろう. 彼は, 木曾川洪水時に, その河川水面流速を Cameron⁴⁾ 効果を利用した航空写真の立体視像から求め, 高速域と, 低速域とがほぼ河川水深の間隔にて周期的に形成されることを報告している. またその論

文の中で, 低速域には高濃度の浮遊砂を含んだボイル列, 高速域には気泡, 浮遊物が集められる概略図を示し, 河川横断面内に水深程度を直径とする二次流れが並列して存在することを予測した. 更に, 洪水が去った後の河床には, 流れ方向に凸形状をした縦筋が, 形成されることを Culbertson⁵⁾, Karcz⁶⁾ は報告し二次流れの存在を指摘している.

この縦渦群と, 河床上に発生する縦筋群とは互いに干渉しあいながら形成されるものと考えられる. この点に関し, Muller⁷⁾ は, 縦筋を滑面壁で, 縦筋にて挟まれる河床領域 (trough) を粗面壁で置き換えた流路を対象に, レーザ流速計にて流速測定を行い, 縦渦の存在を確認した. 一方, Nezu-Nakagawa⁸⁾ は, 更に詳細な検討を行うために, 縦筋を台形突起にて模擬し, 上下壁面に設置することより矩形断面管内流として, 熱線流速計にて平均速度場, およびレイノルズ応力を測定, 過度輸送方程式を用いて, 縦渦の発生機構等, その乱流構造について検討を行っている.

以上のように, 河川の縦渦に関する実験解析は, 古くより, 多くの研究が成されているが, 縦渦群と縦筋群の相互生成機構について言及した報告例は比較的少ないようである. ただし Nezu-Nakagawa-Tominaga⁹⁾, 瀬津-中川¹⁰⁾ は, その論文の中で縦渦, 縦筋の相互生成機構について以下のような仮説を提示している. すなわち, 河床面のせん断応力値が, 緩い最小値をとる位置で最初の縦筋が形成され易く, 一度縦筋ができるとその隣に新たな縦筋が形成され, このように縦渦と縦筋との相互作用が水路中央方向に伝播して全断面内に整然とした縦筋群が形成されると言う仮説である. また, 彼らは水路アスペクト比 (水路幅/水深) を各種変化させて, 矩形断面管路内の乱流特性量, 縦渦等を詳細に測定している. その結果, アスペクト比 4 以上の平坦な管路中央部には, 縦渦は存在しないこと, コーナ部に発生する二次流れに

* 正会員 工博 宇都宮大学助教授 機械システム工学科
(〒321 宇都宮市石井町2753)

** Ph.D. 宇都宮大学教授 機械システム工学科

*** 宇都宮大学大学院 機械システム工学科

より誘起されるであろう縦筋を人工的に設けると，その両側に一對の縦渦が形成されることを明らかにしている。

そこで，本研究では，Nezu-Nakagawa-Tominaga⁹⁾の水路アスペクト比の大きな矩形断面管内流を対象に，レイノルズ応力モデルを用いて数値解析を行い，その流動特性，使用した乱流モデルの妥当性について検討を加えることを第一の目的とする。この種の水路アスペクト比の大きな管路に関する数値解析例は，ほとんど見あたらないことを考慮すれば，意義あるものと思われる。計算に際しては，代数応力モデルを用い，完全発達乱流領域にて計算を行う。

更に，縦渦群，縦筋群の相互生成機構は興味ある問題であり，この縦渦群と，縦筋群との相互生成を，前述のNezu-Nakagawa-Tominaga⁹⁾，禰津-中川¹⁰⁾の仮説，および河床の縦筋は，滑面壁で，縦筋間に挟まれた河床は粗面壁にて置き換え，縦渦群の発生を数値シミュレートすること，およびその相互生成機構について新たな知見を得ることを第二の目的とする。

2. 主な記号

- B : 矩形断面の長軸長
- c_u : 経験定数
- D : 矩形断面の短軸長
- h : 短軸長さの半分長
- P_k : 乱流エネルギーの生成率 ($P_{ij}/2$)
- k : 乱流エネルギー
- p : 変動圧力
- u_i : 時間変動速度成分
- U_i : 時間平均速度分布
- U_{\max} : 断面内最大主流速度
- U_* : 摩擦速度
- δ_{ij} : クロネッカーのデルタ
- ε : 乱流散逸
- κ : カルマン定数
- ν : 動粘性係数
- ρ : 密度
- τ_0 : 壁面せん断応力
- ω_i : 主流方向渦度 $\partial U_3/\partial X_2 - \partial U_2/\partial X_3$

3. 解析手法

(1) 計算対象実験

計算対象実験としては，Nezu-Nakagawa-Tominaga⁹⁾の実験のうち，数値解析例がなく，縦渦群を数値シミュレートする意味からアスペクト比の最も大きな $B/h=10$ の流路を計算対象とした。Fig.1 に，計算対象とした流路の概略図および計算座標系を示す。主流方向を X_1 ，垂流方向を X_2, X_3 と定義した。実験においては，図に

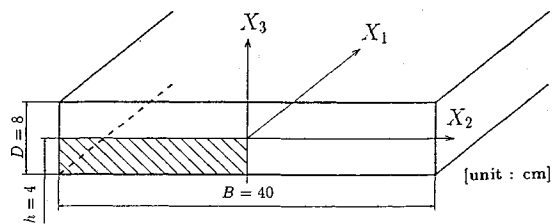


Fig.1 Subject of calculation and coordinate system

示す通り縦 8 cm，水路幅 40 cm の矩形断面を有し，流れ方向に 6 m の助走区間距離を設けている。作動流体としては空気を用い，熱線流速計にて乱流計測を行っている。測定位置は，入口より 6 m 下流に当たる位置であり，流路入口にトリッピングワイヤを設けて，完全発達状態として測定したことを報告している。また図に示すように，流れが自由表面に影響されないダクト管路として実験を行っている。実験レイノルズ数 Re は，代表長さに縦軸の半分を，代表速度に混合平均速度を取って $Re=6.0 \times 10^4$ である。

計算に際しては，系の対称性を考慮して，Fig.1 の斜線部に示す 1/4 断面にて解析する。計算レイノルズ数は，実験を踏襲し $Re=6.0 \times 10^4$ である。計算格子数は 1/4 断面内で $X_2 \times X_3=102 \times 22$ とし，計算格子は等間隔配列とした。

(2) レイノルズ応力輸送方程式

乱れの非等方性を正確に取り扱うには，レイノルズ応力輸送方程式を解くことが必要となる。そこで，本研究においてもレイノルズ応力方程式を解くことを考える。しかし，レイノルズ応力方程式を直接的に解くことは不可能であり何らかのモデル化が必要となる。一般に，レイノルズ応力輸送方程式の厳密型は次のように示される。

$$\begin{aligned} \frac{Du_i u_j}{Dt} = & - \left[\overline{u_i u_k} \frac{\partial U_j}{\partial x_k} + \overline{u_j u_k} \frac{\partial U_i}{\partial x_k} \right] \\ & - \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\overline{u_i u_j u_k} - \nu \frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial x_k} - \frac{p}{\rho} (\delta_{jk} u_i + \delta_{ik} u_j) \right] \\ & + \frac{p}{\rho} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - 2\nu \frac{\partial u_i \partial u_j}{\partial x_k \partial x_k} \dots \dots \dots (1) \end{aligned}$$

左辺第 1 項は対流項，右辺第 1 項は，生成項であり順に拡散項，圧力・歪相関項，散逸項を示す。圧力・歪相関項は再配分項とも呼ばれ，特定の乱流応力が，極端に大きくなるよう抑制する役割を持つ。上式において式を難解なものとし，数値計算の上からも障害となるのは，左辺第 1 項の対流項ならびに，拡散項である。これらの項に対しては，Rodi¹¹⁾ 近似を用いてモデル化を行い，代数応力モデルとして解析を行う。この種の近似を行うことより，レイノルズ応力方程式は，元の微分形より代数式に置き換えらる。このモデル化を行うと，近接空間

Table 1 Modeling of the pressure strain term

$\pi_{ij,1} + \pi_{ji,1}$	$-c_1 \frac{\epsilon}{k} \left(\overline{u_i u_j} - \frac{2}{3} k \delta_{ij} \right)$
$\pi_{ij,2} + \pi_{ji,2}$	$-\frac{c_2 + 8}{11} \left(P_{ij} - \frac{2}{3} P_k \delta_{ij} \right) + \zeta k \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) - \frac{8c_2 - 2}{11} \left(D_{ij} - \frac{2}{3} P_k \delta_{ij} \right)$
$[\pi_{ij} + \pi_{ji}]_w$	$c_1 = c_1^* + c_1' f \left(\frac{L}{X_w} \right), c_2 = c_2^* + c_2' f \left(\frac{L}{X_w} \right), \zeta = \zeta^* + \zeta' f \left(\frac{L}{X_w} \right)$

$$P_{ij} = -\overline{u_i u_j} \frac{\partial U_j}{\partial x_k} - \overline{u_j u_i} \frac{\partial U_i}{\partial x_k}, D_{ij} = -\overline{u_i u_k} \frac{\partial U_k}{\partial x_j} - \overline{u_j u_k} \frac{\partial U_k}{\partial x_i}$$

$$P_k = -\overline{u_k u_i} \frac{\partial U_i}{\partial x_k}$$

Table 2 Constants in the pressure-strain term

c_1^*	c_2^*	ζ^*	c_1'	c_2'	ζ'
1.4	0.44	-0.16	-0.35	0.12	-0.1

での物理量の相互依存性が薄れるという問題を内包するものの、各乱流成分を容易に扱える点、計算時間の短縮を図れる点など有効な近似法である。

モデル化の上で、特に問題となるのは、圧力・歪相関項であるが、Chou¹²⁾は、この項に理論的考察を考えて次のように表した。

$$\frac{\rho \partial \overline{u_i}}{\rho \partial x_j} = \frac{1}{4\pi} \int_{\text{vol}} \left\{ \left(\frac{\partial^2 u_i \partial u_m}{\partial x_l \partial x_m} \right)' \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + 2 \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_m} \right)' \left(\frac{\partial \overline{u_m}}{\partial x_l} \right)' \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) \right\} \frac{dVOL}{|x-y|} + S_{ij} \dots (2)$$

上式で'のついたもの、つかない項は各々 x , および y における位置を示し、 S_{ij} は壁面近傍以外では無視できる項である。

ここで、式(2)の右辺第1項 $\pi_{ij,1}$ は、純粋な乱れによる影響を示し、非等方的な流れを等方化しようとする役割を持つ。第2項目 $\pi_{ij,2}$ は平均流による影響を含む項であり、作り出された乱流エネルギーを等方化しようとする項である。第3項の S_{ij} 項は、壁面の影響を表す項と解釈される。

$\pi_{ij,1}$, $\pi_{ij,2}$, および壁面の影響を示す $\pi_{ij,w}$ のモデル化は、Table 1 に示すようにモデル化を行った。この圧力・歪相関項のモデル化に際し Naot-Rodi¹³⁾ は断面方向速度の微分項を無視し、モデル化を行っているのに対し、Demuren-Rodi¹⁴⁾ は、この速度微分項の重要性を指摘してモデル化を行っている。本モデルもこの断面方向速度の微分項を加味してモデル化を行っている。ただし、本モデルは、4次相関テンソルの制約条件に改良を加えており、この点で彼らのモデルと異なる。本モデル導出の詳細については別報¹⁵⁾にて詳述した。表中 $f(L/X_w)$ は、壁の影響を表す関数で、壁近傍で1、壁から離れるにつれ減少する値をとり次のように定義した。

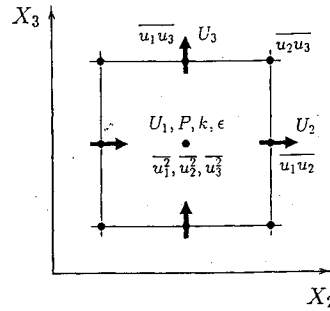


Fig.2 Locations of Calculated parameters

$$f \left(\frac{L}{x_w} \right) = \frac{c_u^{3/4} k^{3/2}}{\kappa \epsilon} \frac{1}{x_w} \dots (3)$$

また、 x_w は、各壁面までの垂直距離を $(x_w)_i$ とすると、 $1/x_w = \sum (1/x_w)_i^2 / \sum (1/x_w)_i$ と定義した。

散逸項に対しては、流れが高レイノルズ数流れであり局所等方性を仮定して次のようにモデル化する。

$$\epsilon_{ij} = 2\nu \frac{\partial \overline{u_i} \partial \overline{u_j}}{\partial x_k \partial x_k} = \frac{2}{3} \delta_{ij} \epsilon \dots (4)$$

生成項に関してはモデル化する必要はなく、レイノルズ応力方程式を扱う上での強みとなる。

ここで、モデル定数 c_1^* , c_2^* , ζ^* , c_1' , c_2' , ζ' の値を決定することが必要になる。これらのモデル定数を決定するには、モデル化された方程式を、単純せん断流れ、壁面近傍流れに適用し各々の流れ場に対するレイノルズ応力方程式を導出し、加えて各流れの実験結果を基に定数を決定していく。本研究の場合 Rodi 近似を用いていることにより、非局所平衡状態の表現も可能な為、実験結果としては、Champagne-Harris-Corrsin¹⁶⁾ ($P_k/\epsilon = 1.0$) および Harris-Graham-Corrsin¹⁷⁾ ($P_k/\epsilon = 1.55$) のデータを基に、壁面近傍の流れに対しては Launder-Reece-Rodi¹⁸⁾ の使用したものを基に定数決定を行った。こうして導出した定数系を Table 2 に示す。

以上のレイノルズ応力モデルに関しては、正方形断面管路、三角形断面管路内乱流に適用、実験結果と比較し、その有用性、乱流モデルの特徴を確認した^{19), 20)}。しかし、本研究で対象とした水路アスペクト比の大きな矩形断面管路に対しては、その有用性については検討されておらず、本研究を通し明らかにしていく。

(3) 数値解析

数値解析に際しては、有限体積法により各方程式の離散化を行った。計算格子は、スカラー量は格子中心に、ベクトル量は界面に設置するスタガード格子系を用いた。Fig.2 に、スタガード格子系における各計算物理量の配置を示す。差分スキームは、速度成分については QUICK (三次精度の風上差分) を、乱流特性量の k , ϵ については PLDS (セル Peclet 数のべき乗で表現されるスキーム) を各々使用した。圧力解法については、連

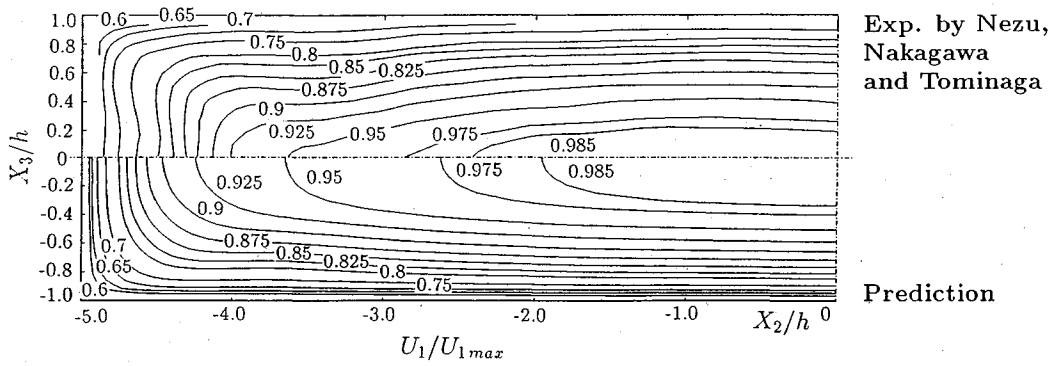


Fig.3 Contours of mean primary velocity

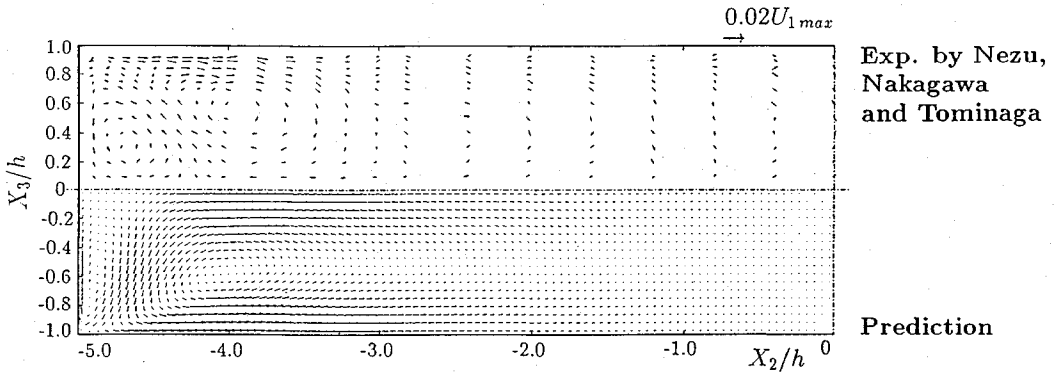


Fig.4 Cellular secondary vector

続の式より圧力補正式を導き，連続の式を満足するように，速度および圧力の補正を行う SIMPLE 法を用いて計算を行った。

計算手順は，最初に応力方程式を解き，次に速度成分を算出した後，圧力補正式を解いて速度および圧力を補正する。その後，乱流特性量 k ， ϵ を解いて 1 回の計算を終了する。これを収束条件を満足するまで繰り返す。収束条件としては， k 方程式をサンプルとし方程式の誤差が， k の生成項の 10^{-6} 以下になることを目安とした。

また，乱流特性量 k ， ϵ の境界条件設定に際しては，本提示モデルは高レイノルズ数型非等方性乱流モデルであり，壁関数を用いて設定する。この壁関数は，壁面近傍にて対数速度分布が成立すること，および局所平衡が成立することを仮定して導出される境界条件である。また，コーナ部の最近傍点に関しては，底壁面，側壁面の両壁面からの乱流生成が乱流散逸に等しいものとして，境界条件を再導出し計算を行っている。

4. 結果と考察

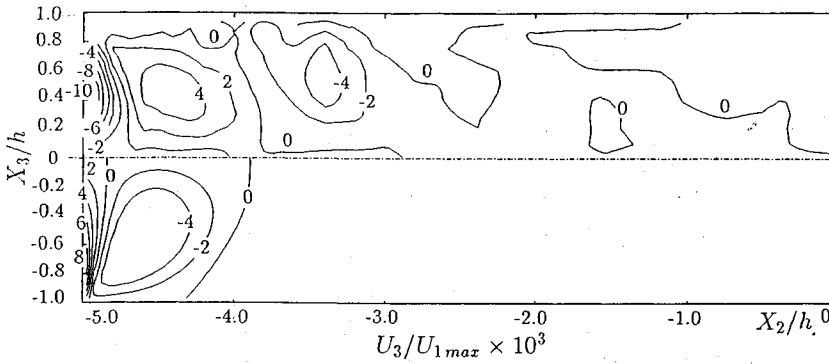
(1) 平均速度場の比較

Fig.3 に主流方向速度等値線の実験結果との比較を示す。各値は断面内最大主流速度 U_{1max} にて無次元表示してある。実験において特徴的な点として，コーナ部に向

かって等値線図の突き出しが明瞭に認められる。特に上下対称軸 (X_2 軸) に沿う側壁側において，速度等値線の歪みが顕著であるが，計算結果においては，実験値ほどの等値線図の歪は予測していない。この点を除けば，計算値は，実験の値を過不足なく予測している。

Fig.4 に，先の主流方向等値線の歪発生要因となる縦渦 (第二種二次流れ) の実験，計算の両結果を示す。実験においてはコーナ部に二つの縦渦が形成されている。また，二次流れは，渦を形成するには至っていないものの，管路中心部においても認められる。一方，計算においても一対の縦渦がコーナ部に形成されることは共通している。ただし，短軸壁近傍の渦は，実験値の渦よりその大きさが小さくなっている点，管路中心部領域にて明瞭な二次流れが認められない点が，実験結果と異なっている。計算において，短軸側壁の縦渦強度が小さいことは，上下対称軸に沿う二次流れ強度が小さいことを意味しており，このことは Fig.3 に示す，上下対称軸に沿う側壁近傍で，主流速度等値線が実験では湾曲しているのに対し，計算では変化していない原因となっている。

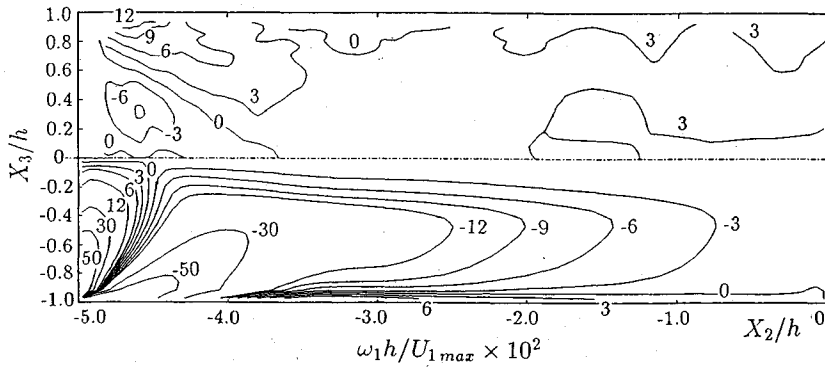
Fig.5 は，縦渦を構成する垂直方向速度 U_3 の等値線分布を，両結果にて比較したものである。実験，計算とも，短軸側壁近傍にて最大値を取ることで，側壁近傍にて



Exp. by Nezu,
Nakagawa
and Tominaga

Prediction

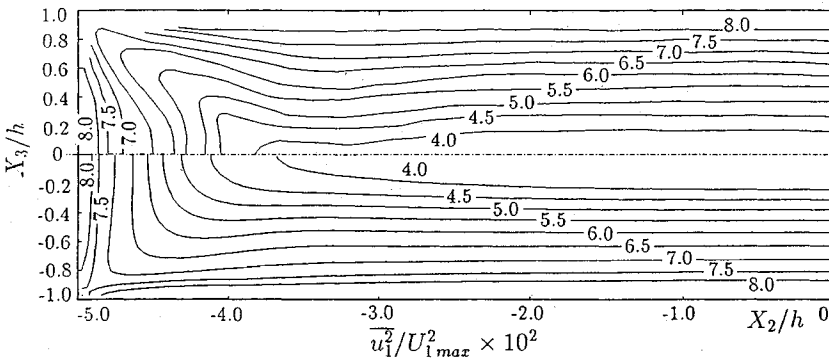
Fig.5 Distributions of velocity U_3



Exp. by Nezu,
Nakagawa
and Tominaga

Prediction

Fig.6 Contours of streamwise vorticity



Exp. by Nezu,
Nakagawa
and Tominaga

Prediction

Fig.7 Contours of normal stress u_1^2

零ラインに挟まれた島状等値線図を示すことは共通しているものの、実験では、更に $X_2/h = -3.0 \sim -4.0$ の領域においても等値ラインが認められ、この点両結果は異なっている。

Fig.6は、主流方向渦度 ω_1 の等値線図を比較したものである。両結果において、一対の縦渦を形成していること、管路中心部近傍まで、絶対値3の等値ラインが認められることは共通している。しかし、計算結果は、コーナー部にて絶対値の最大を取り、その値も実験値より大きな値を示し、実験結果と異なる。

(2) 変動速度場の比較

次に速度変動成分について検討する。Fig.7は、主流方向速度変動成分の等値線を比較したものである。実験結果において、その最大値は両壁面にて認められ、またコーナー部において、等値線の縦渦によるコーナー部への突き出しが、主流方向速度等値線のそれより顕著に認められるのが特徴的である。計算においては、等値線のコーナー部への突き出しは実験ほど顕著でないものの、絶対値、等値線分布形状等は比較的良好に予測しており、乱流モデルの妥当性を示すものと考えられる。

Fig.8は、亜流方向垂直応力の差の等値線を比較した

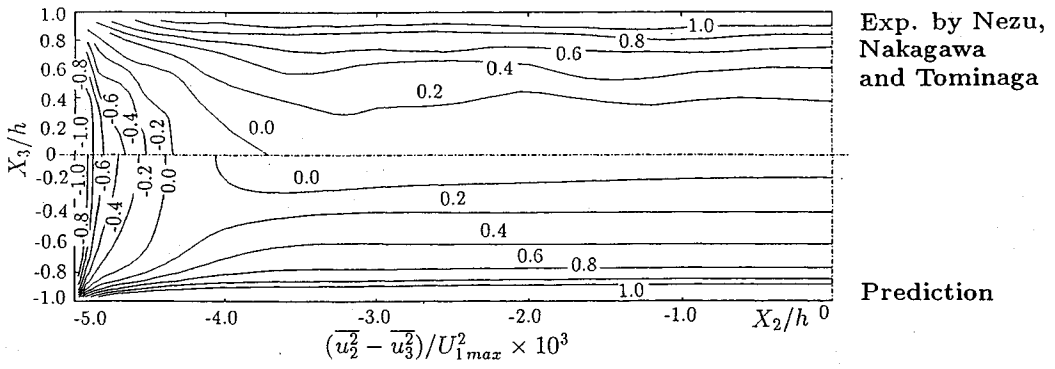


Fig.8 Contours of normal stresses $\overline{u_2^2 - u_3^2}$

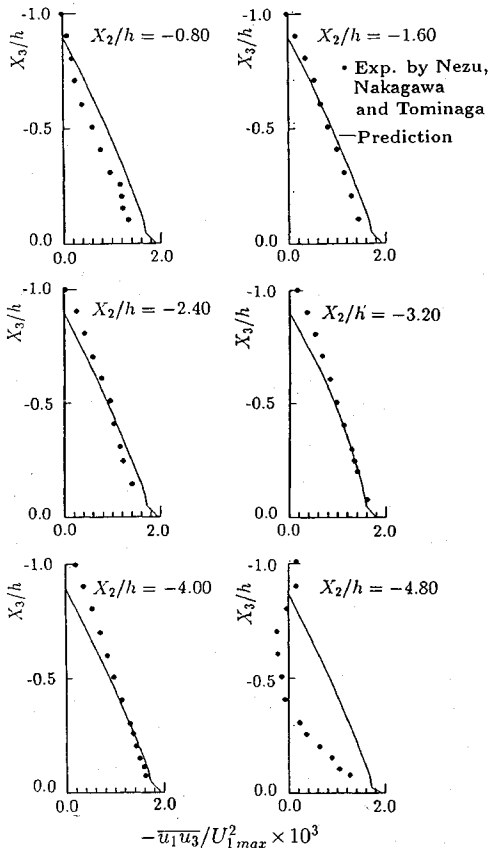


Fig.9 Distributions of shear stress $-\overline{u_1 u_3}$

ものである。この垂直応力の差の分布は、縦渦生成に大きく寄与することより、この種の実験結果において提示されている。実験結果において、その絶対値は両壁面にて、最大値を取り中心部に向かうに従い減少することが特徴的である。また、その等値線分布は、零ラインを挟んで異符号領域を形成しており、正方形断面管路にみられる分布と類似な分布となる。計算結果は、これらの特徴を捉えており、比較的良好に実験値を予測しているもの

のと思われる。

Fig.9は、せん断応力 $\overline{u_1 u_3}$ の局所位置における実験値と計算結果を比較したものである。実験においては、 $X_2/h = -0 \sim -4.9$ の範囲で23箇所の応力値が示されているが、ここでは代表的な点のみを提示比較している。実験と、計算とで大きく異なる点として、 $X_2/h = -4.8$ において実験値は、負の値を持ちこの位置で異符号領域を形成するが、計算ではこのような現象を示さない点が指摘できる。一般に、正方形断面管路において、せん断応力値 $\overline{u_1 u_3}$ の符号は $\partial U_1 / \partial X_3$ の値に左右されることが知られている²¹⁾。すなわち、主流方向速度等値線の縦渦による歪がこの異符号領域を形成することになる。Fig.3に示した、主流方向速度等値線分布を見ると、実験値は、上下対称軸に沿う側壁側近傍で等値線が大きく歪んでいるのに対し、計算においてはその歪割合は少ない。これは、先に示した第二種二次流れベクトル図より理解されるように、計算においては、側壁側の縦渦強度が小さいことに起因するものであり、このことが、せん断応力分布にも影響を及ぼしているものと解釈できる。

Fig.10は、せん断応力 $\overline{u_1 u_2}$ の代表的な位置における実験、計算結果との比較を示したものである。実験結果の $X_3/h = -0.9, -0.8$ における位置において、せん断応力は、一部負の値を示し、先のせん断応力 $\overline{u_1 u_3}$ と同様の異符号領域を取ることが認められるが、これも縦渦による主流方向速度等値線が歪まされる結果と解釈される。この傾向は、計算結果の $X_3/h = -0.9$ の位置において同様に認められる。この異符号領域の発生は、壁から離れるに従い減少し、一方、壁面近傍の応力値は増大することが、実験、計算結果より読み取れる。計算結果は、実験値を多少大きく予測しているものの、比較的良好に現象を予測しているものと考えられる。

Fig.11は、長軸底壁面に沿う壁面せん断応力 τ_b の実験、計算両結果を比較したものである。壁面せん断応力 τ_b は、当該壁面での、壁面せん断応力の積分平均 $\overline{\tau_b}$ にて無次元表示されている。実験結果に特徴的な現象とし

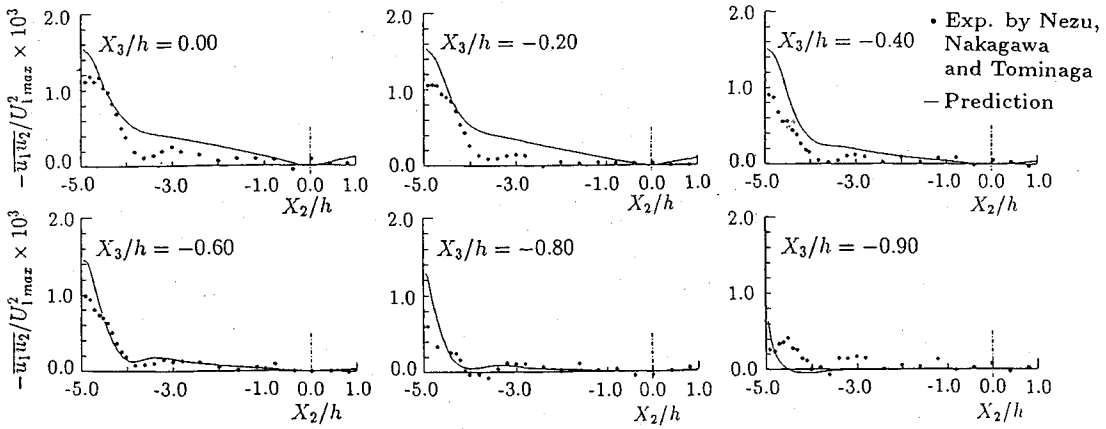


Fig.10 Distributions of shear stress $-u_1u_2$

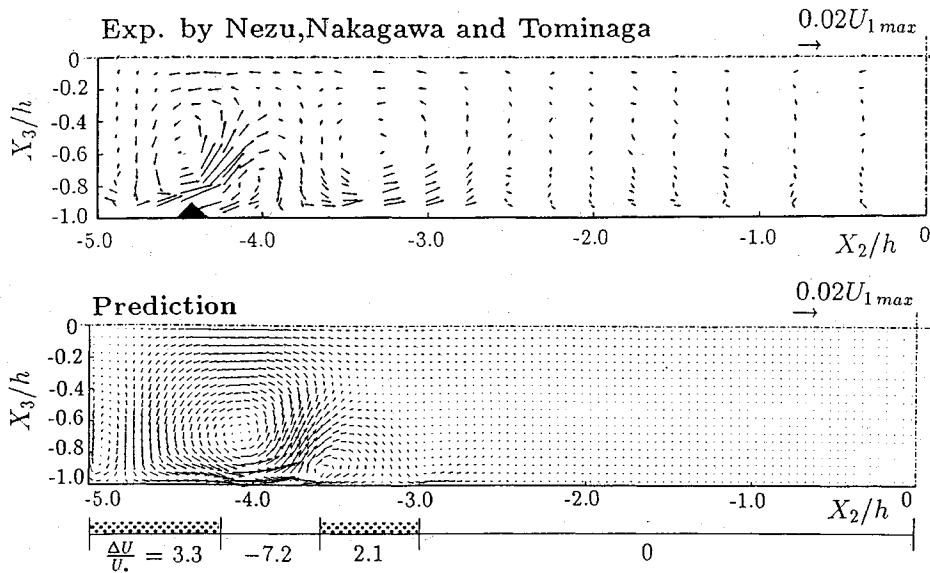


Fig.12 Comparison of cellular secondary currents

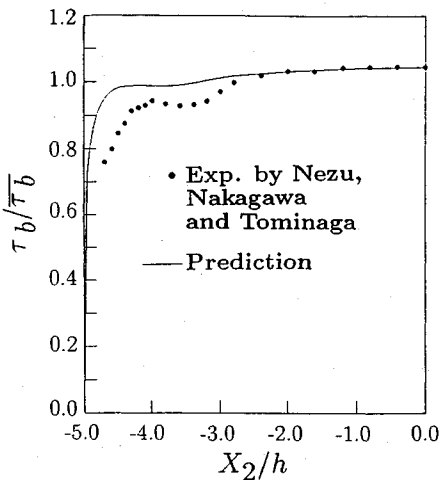


Fig.11 Distributions of wall shear stress

て $X_2/h = -3.0 \sim -4.0$ の範囲にて、値の増加傾向が緩慢になる領域が存在する点が指摘できる。この領域は、壁面に平行に沿って流れていた二次流れが、壁面より離脱し上昇流を形成する位置と解釈される。このことは、Fig.4 に示す二次流れベクトルの実験値からも理解できる。計算結果においても、多少位置は異なるものの緩やかな増加領域が認められる。

以上の様に、水路アスペクト比が比較的大きい場合の矩形断面管路内乱流の数値解析を行い、実験結果と比較することにより、本解析手法は縦渦を実験結果より小さく予測するものの、比較的良好に時間平均速度、乱流特性量を予測し得ることを明らかにした。そこで、本解析手法を用いて、縦渦、縦筋生成に関する数値シミュレーションを次に試みた。

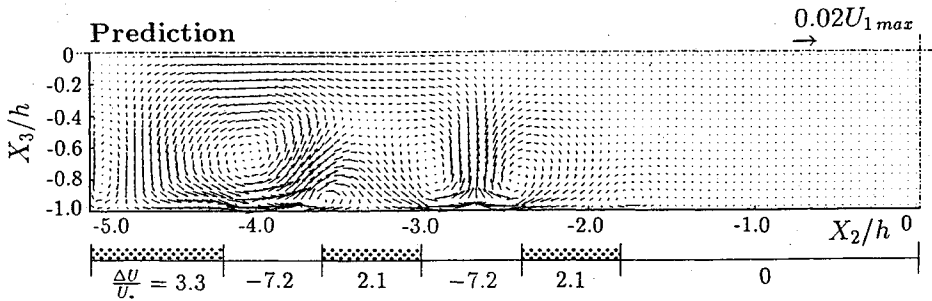


Fig.13 Numerical simulation for rectangular duct with two sand ridges

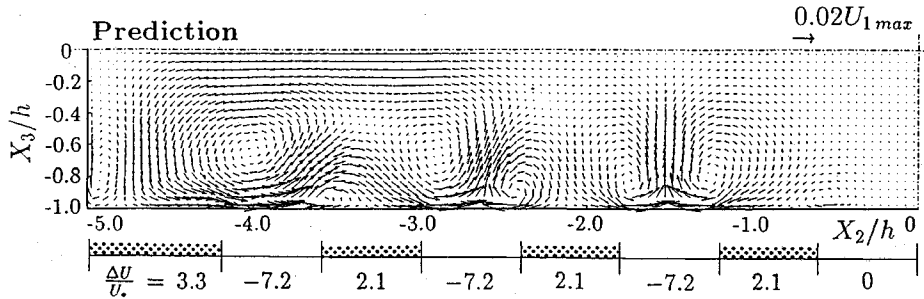


Fig.14 Numerical simulation for rectangular duct with three sand ridges

(3) 縦渦群生成の数値シミュレーション

Nezu-Nakagawa-Tominaga⁹⁾，禰津-中川¹⁰⁾は，その論文の中で縦渦，縦筋の相互生成機構について以下のような仮説を提示している．すなわち，河床面のせん断応力値が，緩い最小値をとる位置で最初の縦筋が形成され易く，一度縦筋ができるとその隣に新たな縦筋が形成され，このように縦渦と縦筋との相互作用が水路中央方向に伝播して全断面内に整然とした縦筋群が形成されると言う仮説である．また，Müller⁷⁾は，縦筋を滑面壁で，縦筋にて挟まれる河床領域 (trough) を粗面壁で置き換えた流路を対象に，レーザ流速計にて流速測定を行い，縦渦の存在を確認した．中川-禰津-富永²²⁾も同様な実験を二成分定温式熱線流速計を用いて，縦渦の乱流構造に関し検討を加えている．

以上の研究成果に立脚し，最初の縦筋は壁面せん断応力が緩い最小値，すなわち壁面に沿う二次流れが上昇流に転ずる位置に設定する．一方，Müller⁷⁾，あるいは中川-禰津-富永²²⁾の実験を考慮し，縦筋が形成される領域を，通常滑面より更に滑らかな仮想滑面壁で置き換え，その両側は粗面壁として計算を行うことを試みる．このような，粗，滑面壁を設け計算する手法を，Naot²³⁾は，示しているが，自由表面からの二次流れとの干渉に着目し，本研究のような縦筋生成機構については言及していない．Fig.12は，以上の条件に従い数値シミュレートした計算結果，および Nezu-Nakagawa-Tominaga⁹⁾の実験結果を示したものである．計算に際しては，面粗度の影響を表す項 $\Delta U/U_*$ を図のように設定し，次の対数

速度分布，

$$\frac{U_1}{U_*} = \frac{1}{\kappa} \ln \left(\frac{U_* y}{\nu} \right) + 5.5 - \frac{\Delta U}{U_*} \dots \dots \dots (5)$$

および壁関数を用いて，乱流エネルギー，乱流散逸の境界条件を導出し計算を行った．縦筋の位置は，Fig.11に示す壁面せん断応力分布より決めている．この時の滑面壁，粗面壁の領域の大きさについては，実験，理論からの根拠も明確でないため任意に設定している．また，底壁面コーナ部において $\Delta U/U_*$ 値が，中心部側のそれより大きいのは，この領域では，縦筋により生成される二次流れの他に，コーナ部により発生する縦渦による掃流作用が重畳されることを考慮したためである．

Fig.12より，実験結果においては，縦筋位置において強い上昇流が渦対を保ちながら，右上がりの流れを形成していること，また底壁面に沿い流路中心部に向かう二次流れが存在することが認められる．計算結果も，同様にこれらの特徴をシミュレートしており，計算手法の妥当性を示していると思われる．

この成長過程の後，中心部に向かって底壁面に沿う二次流れは，河床上の砂粒を掃流し第二の縦筋を形成することになる．この第二の縦筋の成長とともに，縦渦が同時に形成されることになる．従って縦筋の両側には粗面壁が作られる．また，縦筋の形成される位置は，前述のように二次流れが上昇流に転ずる位置，あるいは壁面せん断応力値が，Fig.11に示すような緩やかな変化を示す位置である．以上の成長過程をシミュレートした結果を Fig.13に示す．計算結果より，縦筋に相当する $\Delta U/U_*$

$= -7.2$ の領域を挟むように縦渦が形成されていることが理解できる。同時に、 $X_2/h = -1.7$ に相当する底壁面近傍にて中心部に向かう二次流れが形成されている。

この二次流れが、同様に河床上の砂粒を水路中央部に向かって掃流し第三の縦筋を成長させる。この結果、この縦筋の両側に縦渦を形成させることになる。Fig.14は、この状態をシミュレートした結果である。

以上の数値シミュレーション結果より、一つの仮説として縦渦群、縦筋群は以下のような発達過程を経て成長していくものと考えられる。すなわち、流路コーナ部に形成される最初の縦渦は、河床上砂粒を掃流し、壁面せん断応力値が緩慢な増加傾向を示す、換言すれば、縦渦が上昇流となる位置で最初の縦筋を形成する。この縦筋が形成されると、乱れの非等方性により、縦筋を挟むように新たな縦渦が形成される。それと同時に、底壁面に沿い中心部に向かう二次流れが誘起される。この二次流れは中心部に向かう掃流作用の働きを持ち、第二、第三の縦筋、縦渦を形成することになる。

これらのことは、縦筋、縦渦群を形成する一次要因となるのは、コーナ部に発生する縦渦であること、縦筋の河川中央部への伝播は、縦渦の成長と同時に形成される河川中央部に向かう二次流れ、およびその結果形成される縦筋により、粗面壁、滑面壁が交互に配列されていくことにより行われることを示唆している。また、計算において、粗面、滑面壁の領域は任意に設定したが、この領域の設定、あるいは、面粗度の設定により縦筋間隔は大きく支配される。一般に、水深の二倍程度の間隔で、縦筋が形成されることが報告^{9),24)}されているが、河床上の砂粒の大きさ、その分布等により、縦筋間隔は、必ずしも水深の二倍とならないことを、計算結果は同時に示唆しているものと思われる。

5. 結 論

Nezu-Nakagawa-Tominaga⁹⁾の水路アスペクト比の比較的大きな矩形断面管内流を対象に、レイノルズ応力モデルを用いて数値解析を行い、その流動特性、使用した乱流モデルの妥当性について検討を加えた。更に縦渦群と、縦筋群との相互生成機構をNezu-Nakagawa-Tominaga⁹⁾、瀬津-中川¹⁰⁾の仮説、および河床の縦筋は、滑面壁で、縦筋間に挟まれた河床は粗面壁にて置き換え数値解析することより、縦渦群の発生を数値シミュレートし、以下の結論を得た。

(1) この種の流れに特徴的な、コーナ部での一対の縦渦を本解析手法にて予測することができた。ただし、短軸側の側壁に生成される縦渦は、実験結果と比較して渦スケール、強度とも小さいものとなった。

(2) せん断応力 $\overline{u_1 u_3}$ 分布に関し、本解析手法は、縦渦強度を小さく予測しているため、実験結果にて認めら

れる異符号領域を予測していない。このせん断応力の異符号分布以外のレイノルズ応力値、時間平均速度等は比較的良好に予測されている。

(3) 縦渦、縦筋群の相互生成機構が、粗、滑面壁の交互配列により中央部まで伝播、形成されることを数値解析の上から明らかにした。

(4) 粗面、滑面壁を交互に配列していくと、縦筋を挟む渦対の他に、底壁面に沿い流路中央部に向かう二次流れが発生し、この二次流れが、第二、第三の縦筋生成に寄与することを数値的に予測した。

参 考 文 献

- 1) Vanoni, V.A. : Transportation of suspended sediment by water, Trans., ASCE, Vol.111, pp.67-133, 1946.
- 2) Matthes, G.H. : Macroturbulence in natural stream flow, Trans. Amer. Geophy. Union, Vol.28, pp.255-265, 1947.
- 3) 木下良作 : 航空写真による洪水流の解析, 日本写真測量学会誌, Vol.6, No.1, pp.1-17, 1967.
- 4) Cameron, H.L. : The measurement of water current velocities by parallax method, Photogrammetric Engineering, 18, pp.99-104, 1952.
- 5) Culbertson, J.K. : Evidence of secondary circulation in an alluvial channel, U.S. Geological Survey, Proc. Paper 575-D, pp.D 214-D 216, 1967.
- 6) Karcz, I. : Reflections on the origin of source small-scale longitudinal streambed scours, Fluvial Geomorphology, pp.149-173, 1973.
- 7) Müller, A. : Secondary flow in an open channel, Proc. of 18th Conference of IAHR, No. B.A.3, pp.19-24, 1979.
- 8) Nezu, I. and Nakagawa, H. : Cellular secondary currents in straight conduit, J. of Hydraulic Eng., ASCE, Vol.110, No.2, pp.173-193, 1984.
- 9) Nezu, I., Nakagawa, H. and Tominaga, A. : Secondary currents in a straight channel flow and the relation its aspect ratio, Turbulent Shear Flows 4, Springer-Verlag, pp.246-260, 1985.
- 10) 瀬津家久・中川博次 : 開水路流れの三次元乱流構造(縦渦)とそれに及ぼす自由表面の影響に関する研究, 京都大学防災研究所年報, 28, pp.499-522, 1985.
- 11) Rodi, W. : A new algebraic relation for calculating the Reynolds stresses, Z. Angew. Math. Mech., 56, pp.T 219-T 221, 1976.
- 12) Chou, P.Y. : On velocity correlation and the solutions of the equations of turbulent fluctuation, Quart.Appl. Math. 3, pp.38-54, 1945.
- 13) Naot, D. and Rodi, M. : Calculation of secondary currents in channel flow, J. of Hydraulic Eng., ASCE, Vol.108, No.HY 8, pp.948-968, 1982.
- 14) Demuren, A.O. and Rodi, M. : Calculation of turbulence-driven secondary motion in non-circular ducts, J. Fluid Mech., Vol.140, pp.189-222, 1984.
- 15) 杉山均・秋山光庸・芹沢寿行 : 代数応力モデルによる正方形断面管内の助走区間発達乱流解析, 日本機械学会論文集, 56-531, pp.3328-3335, 1990.

- 16) Champagne, F.H., Harris, V.G. and Corrsin, S. : Experiments on nearly homogeneous turbulent shear flow, *J. Fluid Mech.*, Vol.41, pp81~139, 1970.
- 17) Harris, V.G., Graham, A.H. and Corrsin, S. : Further experiments in nearly homogeneous turbulent shear flow, *J. Fluid Mech.*, Vol.81, pp.657~687, 1977.
- 18) Launder, B.E., Reece, G.J. and Rodi, W. : Progress in the development of a Reynolds stress turbulent closure, *J. Fluid Mech.*, Vol.68, pp.537~566, 1975.
- 19) 杉山均・秋山光庸・柴田勝広：正方形断面管路内における三次元乱流熱流動解析，日本機械学会論文集，57~535，pp.1044~1050，1991.
- 20) 杉山均・秋山光庸・平田賢・上野智志：レイノルズ応力モデルによる正三角形断面管路内の完全発達乱流解析，日本機械学会論文集，57~541，pp.2943~2949，1991.
- 21) Melling, A. and Whitelaw, J.H. : Turbulent flow in rectangular duct, *J. Fluid Mech.*, Vol.78, pp.289~315, 1976.
- 22) 中川博次・彌津家久・富永晃宏：各種河床条件における縦渦を伴う流れの乱流構造解析，京都大学防災研究所年報，24，pp.315~338，1981.
- 23) Naot, D. : Response of channel flow to roughness heterogeneity, *J. of Hydraulic Eng.*, ASCE, Vol.110, No.11, pp.1568~1587, 1984.
- 24) 村本嘉雄・河田恵昭・布村明彦：砂礫河川の掃流砂に関する基礎的研究，京都大学防災研究所年報，20，pp.451~474，1977.

(1993. 6. 18 受付)

NUMERICAL SIMULATION OF TURBULENT STRUCTURE IN A STRAIGHT CHANNEL FLOW WITH CELLULAR SECONDARY CURRENTS AND SAND RIDGES

Hitoshi SUGIYAMA, Mitsunobu AKIYAMA, Masashi MATSUMOTO and Shinpei FURUSAWA

A numerical analysis has been performed for fully developed turbulent flow in a straight duct with an aspect ratio of 5 : 1 by using Reynolds stress model. The calculated results are compared with the experimental data available. As a result of this examination, it was made clear that the present method was able to predict cellular secondary currents, which were induced by anisotropy turbulence, and the experimental results of Reynolds stresses without great discrepancy. Moreover, numerical simulation has been carried out in order to make the relationship between sand ridges and secondary currents clear. The calculation results suggest that the generation of sand ridges and secondary currents toward the duct central region is caused by alternate location of rough wall and smooth wall.